

쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절,

II 부 : 다극선전원에 의한 수정

(Diffraction of Electromagnetic Waves by a Dielectric Wedge, Part II : Correction by Multipole Line Source)

金世潤*, 羅正雄**, 申相永**

(Se Yun Kim, Jung Woong Ra and Sang Yung Shin)

要 約

임의의 각을 갖는 쇠기형 유전체에 E-분극된 평면파가 입사할 경우 산란된 전자파를 본 논문의 전편논문인 I 부에서 근사적으로 구한 물리광학해와 이를 수정하는 교정항의 합으로 표시하여, 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 점근적으로 유용한 해를 구하였다. 물리광학해의 오차를 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 교정하는 수정전원을 모서리 끝점에 위치한 다극선전원으로 등가화할 수 있음을 보였으며, 이 다극전개계수들이 만족해야 하는 쌍급수방정식을 수치계산으로 풀어서 교정항을 구하였다. 전편 논문인 I 부에서 다룬 대표적인 경우에 대해 수정된 전자파의 패턴을 그림으로 그렸다.

Abstract

An asymptotic solution of electromagnetic waves scattered by an arbitrary-angled dielectric wedge in the E-polarized plane wave incidence is obtained by adding a correction to the physical optical fields given in the previous paper of these companion papers, Part I. The source for the asymptotic correction field valid in the far-field region can be equivalent to the multipole line sources at the tip of the wedge, of which coefficients are evaluated numerically by solving a dual series equation. The corrected field patterns are plotted for the typical case treated in Part I.

I. 서 론

전자파 회절문제중 기본적인 것으로 쇠기형 유전체에 의한 전자파 회절을 들 수 있는데, 구조적인

간단함에도 불구하고 아직 정확한 해가 알려지지 않고 있다.^[1] 그 이유로 쇠기형 유전체에 의해 산란되는 전자파는 수학적으로 변수분리 형태로 표현이 불가능해 이에 대한 고유함수가 존재하지 않으며,^[2] 유전체 내부영역과 외부영역에서 각각 다른 전파상수를 갖기 때문에 엄밀한 해석적인 방법의 적용이 힘들기 때문이다.^[3]

최근에 쇠기형 유전체에 의한 회절문제를 물리광학적 근사방법으로 계산하고, 이를 수정하는 방식으

*正會員, 韓國科學技術院 物理電子 研究部
(Center for Appl. Phys. and Elec. Eng., KAIST)

**正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Dept. of Electrical Eng., KAIST)

接受日字: 1988年 4月 15日

로 푸는 두 논문이 독립적으로 발표되었다. 먼저 Berntsen⁴⁾은 파동 방정식을, 경계조건과 무한대에서 복사조건을 만족하는 Green 함수를 도입하여 적분 방정식으로 바꾸고, 다시 이것을 푸리에 변환(Fourier transform)시켜서 파수영역에서 쇄기형 유전체의 두 경계면상에 분포되어진 등가전원에 관한 결합적분방정식(coupled integral equation)에 대해 연산자(operator)로서 나타내었다. 이 연산자의 역변환의 가능 조건을 살펴 보았으며, 유전체의 비유전율이 작을 경우 물리광학적 근사해를 초기값으로 삼아서 결합적분방정식을 반복적인 방법으로 계산하였다. 이러한 방법은 유전체의 비유전율이 적을 경우에만 가능하고, 반복적인 방법을 사용함으로써 오차가 누적될 위험이 클 뿐 아니라 모서리 끝점에서의 모서리 조건을 만족하도록 하기 힘들다.

또 다른 하나의 방식으로 직각 쇄기형 유전체의 산란파에 대한 적분방정식을 푸리에 변환시켜 파수영역에서 쌍적분 방정식(dual integral equation)으로 바꾸고, 이를 두 단계로 나누어 푸는 방법이다. 먼저 산란파를 물리광학적 근사법으로 구하고, 정확한 해는 물리광학적 근사해에다 교정항을 더하여 구한다. 이때 교정항을 주는 수정전원이 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서 마치 모서리 끝에서 복사하는 원통면파와 같이 보여, 이 수정전원을 등가적으로 유전체의 모서리 끝점위에 다극선전원(multipole line source)로 가정한다. 이 다극선전원의 전개계수가 만족해야 하는 쌍급수 방정식을 수치계산으로 풀어서 교정항을 구하는 방식이다.⁵⁾ 이 방법은 계산과정이 간단하며 비유전율이 클 경우에도 적용가능한 것이었으나, 모서리의 끝점으로 부터 멀리 떨어진 곳에서만 적절한 표현식이었다.

본 세련의 연속 논문에서는 쇄기형 유전체의 회절문제에서 유도된 쌍적분 방정식을 이용하여 임의의 쇄기각을 갖는 쇄기형 유전체에 의한 전자파 회절 문제를 다루었다. 먼저 전편 논문인 I 부⁶⁾에서는 원통좌표계에서 파동방정식의 경계조건을 만족하며, 무한대에서 복사조건을 만족하는 Green 함수를 써서 쇄기형 유전체에 의해 산란되는 전자파에 대한 Wiener-Hopf 형 적분방정식을 얻었다.⁶⁾ 유전체 내부의 전자파에 대한 푸리에 변환을 함수 A 라고 정의하면, Wiener-Hopf 형 적분방정식을 푸리에 변환시켜 파수영역에서 함수 A 에 대한 2 개의 쌍적분방정식을 얻을 수 있었다. 이때 산란파는 복소함수 A 의 역푸리에 변환으로 표시된다. 쌍적분방정식을 직접 해석적인 방법으로 풀기 힘들므로, ray-tracing 으로 구한 기하광학파로 유전체 경계면상의 전자파로 근사적으로 취하여 A 의 근사값 A_p 를 계산하고, 이를 역푸리에 변환

하여 산란전자계에 대한 물리광학해를 구하였다. 구해진 물리광학해는 역푸리에 변환을 점근적으로 계산할 때, 모서리끝점에서 멀리 떨어진 곳에서 기하광학파와 모서리 회절파의 합으로 표시됨을 보였다.

본 논문인 II 부에서는 정확한 함수 A 를 물리광학해 A_p 에 교정항 A_c 를 더하여 정의하고, 이를 쌍적분방정식에 대입하여 A_c 에 대한 수정쌍적분방정식을 얻는다. A_c 에 대한 쌍적분방정식의 해는 A_p 로부터 계산된 물리광학해 중의 모서리 회절파를 교정하는 항으로 주어짐을 보일 수 있다. 이때 A_c 에 해당되는 파는 모서리로부터 멀리 떨어진 곳에서는 원통면파로 간주될 수 있으므로, A_c 를 주는 수정원을 모서리 끝에 존재하는 다극선전원으로 가정할 수 있다. 수정원을 다극선전원으로 가정하면 쌍적분방정식은 다극전개급수의 계수에 대한 쌍급수방정식으로 바뀌게 되므로, 이것을 수치해석적인 방법으로 계산하여 수정해를 구한다. 전편 논문인 I 부에서 구한 물리광학해를 그림으로 보여준 쇄기각 45°, 입사각 150° 인 단면 입사 및 다중반사의 경우에 대해 수정원을 다극선전원으로 전개시의 다극전개계수를 계산하였으며, 계산된 계수를 써서 수정된 회절함수와 모서리회절파 및 전체전계 패턴을 그림으로 나타내었다.

다음 II 장에서는 물리광학해의 오차를 수정하는 교정항 A_c 에 대한 수정쌍적분방정식을 유도하였고, III 장에서는 쇄기형 유전체의 모서리 끝에 분포한 다극선전원을 수정전원으로 취하고, 이 다극선전원의 계수에 대한 쌍급수방정식을 유도하였다. IV 장에서는 실제 I 부에 다른 단면 입사 및 다중반사를 갖는 쇄기각 45°, 입사각 150° 인 경우 수치계산으로 다극전개계수를 구하고, 이 다극선전원으로 수정된 회절패턴함수와 회절패턴을 그림으로 보였다. V 장에서는 결론을 기술하였다.

II. 수정쌍적분방정식

Ray-tracing 으로 구한 기하광학파의 경계면상의 값으로부터 근사해 A_p 를 계산하며 이에 해당되는 산란파인 물리광학파 u_p 는, 복소 w-평면에서 회절함수 f₁ 과 f₂ 의 pole 의 residue 로 주어지는 기하광학파 u_g 와 이를 SDP(steepest descent path) 를 따라 적분한 회절파의 합으로 나타낼 수 있음을 전편 논문인 I 부⁶⁾ 에서 보였다. 계산된 물리광학파는 유전체의 경계면에서 경계조건을 만족시키지 못함을 알 수 있었다. 따라서 정확한 파수영역의 함수 A 를 근사해 A_p 에 교정항 A_c 를 더하여 표현하면,

$$A(\alpha, \beta) = A_p(\alpha, \beta) + A_c(\alpha, \beta) \tag{1}$$

으로 쓸 수 있다. 이를 전편 논문인 I 부⁶⁾ 의 함수

A에 대한 쌍적분방정식인 식(9)에 대입하면 교정항 A_c 에 대한 수정쌍적분방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^{-1} \{A_c(\alpha, \beta)\} = -F^{-1} \{A_p(\alpha, \beta)\}, \quad S_v \quad (2a)$$

$$F^{-1} \{K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)\} = u_i(x, y) - F^{-1} \{K(\alpha, \beta) A_p(\alpha, \beta)\}, \quad S_a \quad (2b)$$

윗 식에서 KA_p 의 역프리에 변환(F^{-1})을 유전체 외 부영역에서 계산하면 전편 논문인 I 부^[7]에서 식(23)으로 보인 것 같이 기하광학과와 모서리회절과의 합으로 표시되지만, 유전체 내부영역 S_a 에서는 파수 k_v 를 갖는 기하광학파가 존재하지 않으므로 모서리 회절파 v_1 으로만 표현됨을 보일 수 있다. 마찬가지로 식(2a)의 A_p 에 대한 역프리에 변환을 유전체 내부영역에서 계산하면 회절파 v_2 로 주어짐으로, 식(2)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F^{-1} \{A_p(\alpha, \beta)\} = v_2(x, y), \quad S_v \quad (3a)$$

$$u_i(x, y) - F^{-1} \{K(\alpha, \beta) A_p(\alpha, \beta)\} = v_1(x, y), \quad S_a \quad (3b)$$

식(3)을 식(2)의 우변에 대입하면,

$$F^{-1} \{A_c(\alpha, \beta)\} = -v_2(x, y), \quad S_v \quad (4a)$$

$$F^{-1} \{K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)\} = v_1(x, y), \quad S_a \quad (4b)$$

으로 수정항 A_c 에 대한 쌍적분방정식을 물리광학과와 v_2 와 v_1 로 나타낼 수 있다.

위에서 구한 수정쌍적분방정식의 의미를 그림 1에 나타내었다. 먼저 ray-tracing으로 구한 기하광학과로 경계면의 정확한 전자계를 근사하여 A의 선적분식인 전편논문^[7]의 식(11)로 부터 계산한 A_p 의 역프리에 변환은 (a)에서처럼 전공간에 값이 있고, KA_p 의 역프리에 변환도 (b)와 같이 마찬가지다. 식(3)의 수정쌍적분방정식은 S_a 영역에서 v_1 을 S_v 영역에서 v_2 를 만드는 수정전원 s 를 구하는 것으로 (c)와 같이 생각할 수 있다. 따라서 (d)와 같이 수정전원으로부터 복사되는 교정해를 물리광학해에 더하여 (e)와 같은 수정된 해를 얻게 된다. 따라서 식(1)에서 도입한 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 를 식(4)로부터 구하는 문제는, 그림 1(d)에서 보인 수정전원 $s(x, y)$ 를 구하는 문제로 바꾸어 생각할 수 있다.

III. 다극선전원에 의한 수정쌍극수방정식

교정항 A_c 를 새로운 파수영역의 함수 S 로 다음과 같이 표시하면,

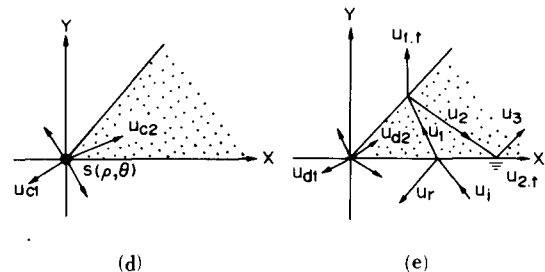
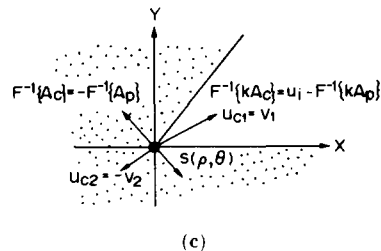
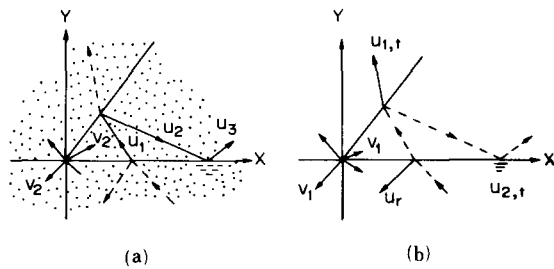


그림 1. 물리광학해 A_p 와 교정항 A_c 의 의미
 (a) $F^{-1} \{A_p\}$ (b) $u_i - F^{-1} \{KA_p\}$
 (c) 수정쌍적분방정식과 A_c
 (d) 수정전원 $s(\rho, \theta)$ (e) 교정전계
Fig. 1. Physical meanings of physical optic solution, A_p and the correction term, A_c .
 (a) $F^{-1} \{A_p\}$. (b) $u_i - F^{-1} \{KA_p\}$.
 (c) corrected dual integral equation and A_c .
 (d) correction source $s(\rho, \theta)$.
 (e) corrected electric field.

$$A_c(\alpha, \beta) = \frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \quad (5)$$

으로 식(4)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^{-1} \left\{ \frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_a^2} \right\} = -v_2(x, y), \quad S_v \quad (6a)$$

$$F^{-1} \left\{ \frac{S(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_v^2} \right\} = v_1(x, y), \quad S_a \quad (6b)$$

여기서 $s(x, y)$ 를 $S(\alpha, \beta)$ 의 역프리에 변환 값으로 정의하면,

$$F^{-1} \{S(\alpha, \beta)\} = s(x, y) \quad (7)$$

으로 2 차원 Green 함수의 프리에 변환식으로부터 convolution 를 사용하면, ^[7] 식 (6)은 다음과 같이 바뀌어 쓸 수 있다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' s(x', y') G(x, y ; x', y' : k_a) = -v_2(x, y) \quad (8a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' s(x', y') G(x, y ; x', y' : k_v) = v_1(x, y) \quad (8b)$$

식 (8)에서 v_1 과 v_2 는 물리광학 근사로 구한 각각 회절함수 f_1 과 f_2 에 대한 복소 w 평면에서 SDP 적분으로 표시된다. 따라서 이를 점근적인 적분(asymptotic integral) ^[8] 로 구하면,

$$v_1(\rho, \theta) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi k_v \rho}} f_1(\theta) e^{ik_v \rho + i\frac{\pi}{4}} \quad (9a)$$

$$v_2(\rho, \theta) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi k_a \rho}} f_2(\theta) e^{ik_a \rho + i\frac{\pi}{4}} \quad (9b)$$

으로 쓸 수 있다. 식 (8)의 G 가 2 차원 Green 함수이므로 구하고자 하는 s 가 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서는 마치 원통면파를 복사하는 전원처럼 보인다. 따라서 수정원 s 를 모서리 끝점위에 있는 다극선전원(multipole line source)로 다음과 같이 가정할 수 있다. ^[5, 6]

$$s(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} \delta^{(m)}(x) \delta^{(n)}(y) \quad (10)$$

여기서 $\delta^{(n)}$ 는 Dirac delta 함수 δ 의 n 차 미분을 나타내고, a_{mn} 은 다극전개급수의 계수를 나타낸다. 식 (10)을 프리에 변환하면,

$$\begin{aligned} S(\alpha, \beta) &= F\{s(x, y)\} \\ &= F\left\{\sum_{m,n} a_{mn} \delta^{(m)}(x) \delta^{(n)}(y)\right\} \\ &= \sum_{m,n} a_{mn} (i\alpha)^m (i\beta)^n \end{aligned} \quad (11)$$

으로 나타낼 수 있다. 식 (11)의 S 를 식(5)에 대입하여 A_c 를 얻게 되며, 이를 써서 A_c 의 역프리에 변환을 구할 경우 S 에는 복소 α 와 β 평면에서 어떠한 특이점도 없으므로 다음과 같이 쉽게 계산할 수 있다.

$$F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\} = \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw g_2(w) e^{ik_a \rho \cos(w-\theta)} \quad (12a)$$

$$F^{-1}\{K(\alpha, \beta) A_c(\alpha, \beta)\} = \frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw g_1(w) e^{ik_v \rho \cos(w-\theta)} \quad (12b)$$

여기서 g_2 와 g_1 는 각각 다음과 같다.

$$g_2 = \sum_{m,n} a_{mn} (ik_a \cos w)^m (ik_a \sin w)^n \quad (13a)$$

$$g_1 = \sum_{m,n} a_{mn} (ik_v \cos w)^m (ik_v \sin w)^n \quad (13b)$$

따라서 식 (11)을 식 (4)에 대입하면, 다극전개급수의 계수에 대해 다음과 같은 쌍급수방정식을 얻을 수 있다.

$$g_1(w) = f_1(w), R_a \quad (14a)$$

$$g_2(w) = f_2(w), R_v \quad (14b)$$

이때 R_a 와 R_v 은 그림 2 와 같이 유전체 내부영역 S_a 와 S_v 에 각각 대응되는 프리에 변환된 공간에서의 영역을 의미한다.

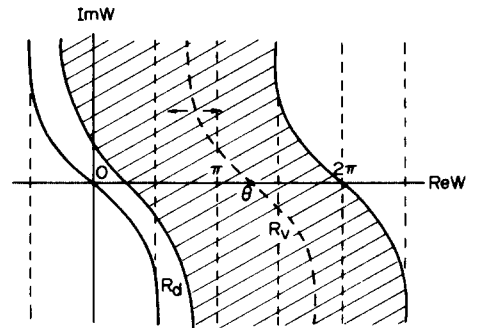


그림 2. 복소 w 평면에서의 영역 R_a 와 R_v
Fig. 2. The regions R_a and R_v in the complex w -plane.

IV. 계산결과 및 검토

앞장에서 유도한 쌍급수방정식을 본 논문의 전편인 I 부^[7]에서 다룬 쇄기각 45° , 입사각 150° 인 유전체 쇄기의 구조에 대해 수치계산 하고, 계산된 계수를 써서 수정회절함수와 수정된 회절과 및 전계 패턴을 그림으로 나타내었다.

1. 다극전개 계수의 계산

식(13)에서 수치계산시 간편함을 위하여 계수 a_{mn} 을

$$\begin{aligned} A(1) &= a_{00} \\ A(2) &= ik_v a_{10} \\ A(3) &= ik_v a_{01} \\ A(4) &= (ik_v)^2 a_{20} \\ A(5) &= (ik_v)^2 a_{11} \\ A(6) &= (ik_v)^2 a_{02} \\ A(7) &= (ik_v)^3 a_{30} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (15)$$

으로 바꾸고 g_1 와 g_2 의 basis를

$$\begin{aligned}
 \phi_1(w) &= 1, & \psi_1(w) &= 1, \\
 \phi_2(w) &= \cos w, & \psi_2(w) &= \sqrt{\epsilon} \cos w, \\
 \phi_3(w) &= \sin w, & \psi_3(w) &= \sqrt{\epsilon} \sin w, \\
 \phi_4(w) &= \cos^2 w, & \psi_4(w) &= \epsilon \cos^2 w, \\
 \phi_5(w) &= \cos w \sin w, & \psi_5(w) &= \epsilon \cos w \sin w, \\
 & \vdots & & \vdots
 \end{aligned} \tag{16}$$

으로 표시하면, 식 (14)는 다음과 같은 쌍급수방정식으로 쓸 수 있다.

$$\sum_{n=1}^M A(n) \phi_n(w_i) = f_1(w_i), \quad 0 \leq w_i \leq \frac{\pi}{4}, \quad i=1, \dots, M \tag{17a}$$

$$\sum_{n=1}^{N-M} A(n) \phi_n(w_i) = f_2(w_i), \quad \frac{\pi}{4} \leq w_i \leq 2\pi, \quad i=M+1, \dots, N \tag{17b}$$

여기서 N은 무한대이지만 수치해석으로 풀 경우 유한 개를 취해야 하며, 이때 유전체 내부에서는 M개의 matching이 수행됨을 의미한다. 다극선전원은 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서 유용하므로 복소 w-평면 전체에 대해 쌍급수방정식을 풀 필요없이 w의 실수축에서 0과 2π 사이의 구간에서만 matching시켜서 풀 수 있다.

식 (17)을 12개 다극선전원 계수에 대해 수치해석으로 풀 결과가 표 1에 주어졌다. 표에서 볼 수 있는 바와 같이 쇄각 45° , 입사각 150° 일 때 비유전율 ϵ 이 2, 10인 두 경우에 대해 12개의 계수를 복소 w-평면의 실수축 ($0 < \text{Re}(w) < 2\pi$)에서 point-matching 방법으로 구한 것으로 n이 커질수록 급속히 A(n)이 줄어들음을 볼 수 있다. 특히 11번째부터 급속히 줄어들므로 실제 10개의 계수만으로도 족하다. 표 1에서 $\epsilon=2$ 와 10인 두 경우를 비교해 보면 비유전율이 클수록 더 빨리 수렴함을 볼 수 있다. 또 쇄각 45° , 입사각 150° 일 때 비유전율을 2, 10으로 취한 경우 유전체 내부에서 완전반사가 일어나 f_1, f_2 가 복소함수로 됨으로, 계산된 계수는 표 1에 보인 것처럼 복소수가 된다.

그림 3은 표 1의 계산결과를 비유전율이 10인 경우와 함께 그린 것으로, 실수부분과 허수부분 모두 오차가 보인다. 이러한 오차를 줄이는 방법은 다극전개 계수의 갯수 N을 늘이는 것이지만, 표 1에서 보인 바와 같이 n이 커질수록 해당되는 계수의 값이 급속히 줄어들므로, 식 (17)을 써서 만든 $N \times N$ 행렬의 역변환시 N이 커질수록 수치계산오차가 커져서 도리어 오차가 늘어나는 어려움이 있다.

2. 다극선전원으로 수정된 모서리회절과 및 전체 전계

표 1. 다극전개 계수의 수치계산 결과 ($\theta_d=45^\circ, \theta_1=150^\circ$)

Table 1. Numerical results of expansion coefficients of multipole ($\theta_d=45^\circ, \theta_1=150^\circ$).

(a) $\epsilon = 2$

n	Re {A(n)}	Im {A(n)}
1	3.3750	1.0033
2	-2.0758	-.5313
3	-2.3439	-2.0427
4	-2.3004	.5598
5	-.1569	.2718
6	-1.6711	-.5301
7	-1.0553	.2355
8	.9631	1.3830
9	.8581	.5771
10	1.1501	1.0592
11	.3337	-.5781
12	-.0447	.0774

(b) $\epsilon = 10$

n	Re {A(n)}	Im {A(n)}
1	2.4307	-.3740
2	-2.0444	1.2363
3	.4161	.8969
4	.0122	-.0182
5	.0666	-.0145
6	-.2535	.0396
7	.1775	-.1173
8	-.0165	-.0951
9	.2397	-.1313
10	-.0318	-.0918
11	-.0362	.0079
12	-.0020	.0004

수정쌍급수방정식 (17)로부터 다극전계계수의 계수를 구하면 교정항 A_c 를 얻게 된다. 따라서 물리광학 근사해인 A_p 에 A_c 를 더하고, 이를 전편논문^[7]의 식 (16)대입하면 전체전계 u를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$u(\rho, \theta) = u_g(\rho, \theta) + u_d(\rho, \theta) \tag{18}$$

여기서 u_g 는 기하광학파를 나타내고, u_d 는 복소 w-평면에서 SDP 적분으로,

$$u_d(\rho, \theta) = \left[-\frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw p_2(w) e^{ik_d \rho \cos(w-\theta)}, S_d \right] \tag{19a}$$

$$\left[-\frac{i}{4\pi} \int_{SDP} dw p_1(w) e^{ik_v \rho \cos(w-\theta)}, S_v \right] \tag{19b}$$

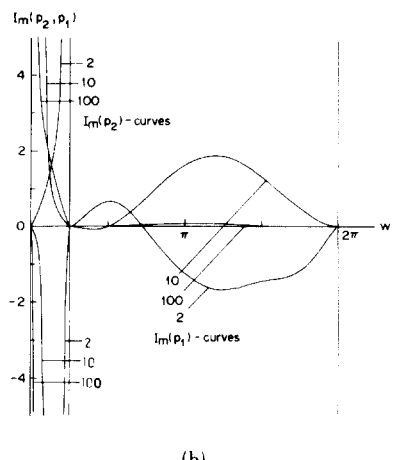
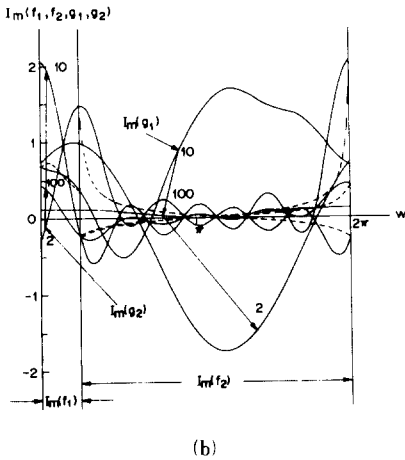
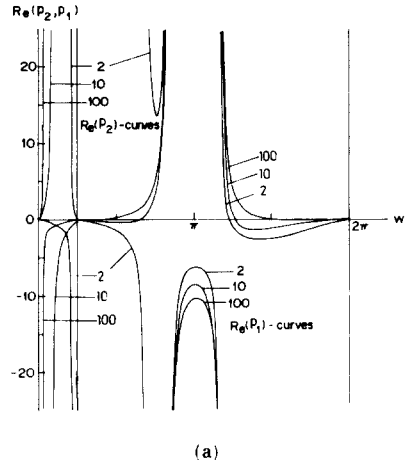
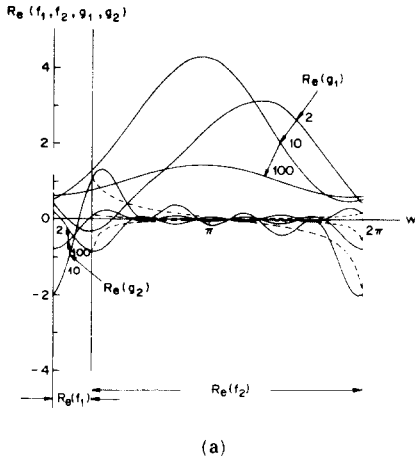


그림 3. 회절함수의 수정 ($\epsilon = 2, 10, 100$)
(a) 실수부분 (b) 허수부분

그림 4. 교정된 회절분포함수 ($\epsilon = 2, 10, 100$)
(a) 실수부분 (b) 허수부분

Fig. 3. Correction to diffraction pattern functions ($\epsilon = 2, 10, \text{ and } 100$).
(a) real parts. (b) imaginary parts.

Fig. 4. Corrected diffraction pattern functions ($\epsilon = 2, 10, \text{ and } 100$).
(a) real parts. (b) imaginary parts.

와 같이 표현할 수 있으며, 수정된 회절분포함수 p_1 과 p_2 는 다음과 같다.

$$p_2(w) = g_2(w) - f_2(w) \tag{20a}$$

$$p_1(w) = f_1(w) - g_1(w) \tag{20b}$$

그림 3에서 보인 g_1 과 g_2 의 패턴과 전편논문^[7]에서 구한 물리광학과의 회절함수 f_1 과 f_2 를 식 (20)에 대입하면, 쇄기각 45° , 입사각 150° 일 경우 비유전율이 2, 10, 100일 경우에 대한 수정회절함수를 그림 4와 같이 그릴 수 있다. 이 경우에는 유전체 내부에서 완전반사가 일어나서 p_1 과 p_2 가 복소수이므로 그림4(b)와 같은 허수부분이 있다. 물리광학으로 구

한 회절 패턴에서는 경계면에서 진폭이 불연속임에 비하여 그림 4에 보인 p_1 과 p_2 는 유전체 경계면에 해당되는 $w=0$ 과 $\pi/4$ 에서 연속임을 알 수 있다.

모서리에서 파장이상 떨어진 곳에서의 모서리 회절파 u_d 는 식 (19)의 SDP 적분을 점근적으로 계산하면 다음과 같이 주어짐을 보일 수 있다.

$$u_d(\rho, \theta) = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi k_d \rho}} p_2(\theta) e^{ik_d \rho^{-1} \frac{\pi}{4}}, S_d & (21a) \\ \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi k_v \rho}} p_1(\theta) e^{ik_v \rho^{-1} \frac{\pi}{4}}, S_v & (21b) \end{cases}$$

특히 식 (19)의 적분시 SDP가 p_1 또는 p_2 의 pole에

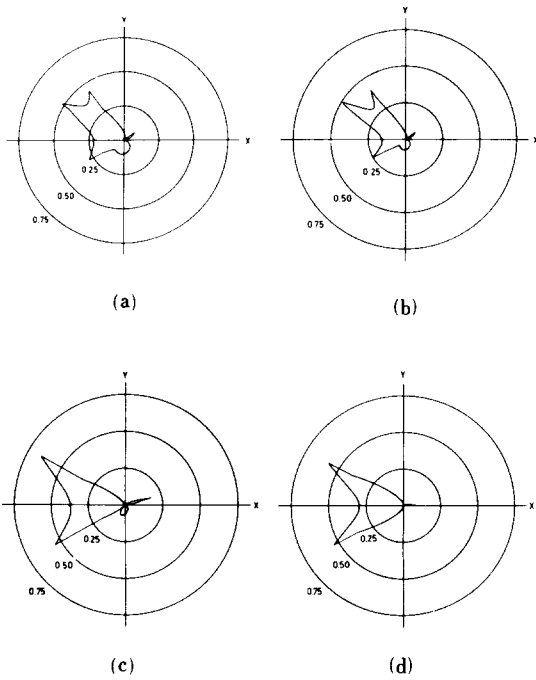


그림 5. 교정된 모서리 회절파의 진폭패턴
 (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$ (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$
 (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$ (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$
Fig. 5. Amplitude patterns of corrected edge-diffracted fields.
 (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$. (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$.
 (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$. (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$.

접근할 때에는 균일점근적분(전편논문¹⁷⁾의 부록II 참조)으로 쉽게 모서리회절파 u_a 를 구할 수 있다. 그림 5는 쇄기각 45° , 입사각 150° 인 경우 그림 4에서 주어진 회절함수를 식 (21)과 같이 점근적 적분하여 구한 모서리 회절파인 u_a 의 진폭패턴으로 θ 방향으로 1° 간격으로 그렸다. 그림 5에서 보듯이, 모서리 끝점으로부터의 거리 ρ 를 멀리 할 수록 모서리회절파의 진폭이 줄어들음을 알 수 있는데, 이는 식 (21)에서 보인 바와 같이 u_a 의 진폭의 거리 ρ 에 따라 $1/\sqrt{\rho}$ 로 변하기 때문이다. 또 비유전율 ϵ 이 커질수록 유전체 내부로 투과해 들어가는 전자파가 줄어들므로, 그림 5(c)와 (d)처럼 ϵ 을 키울수록 점차 유전체 내부의 모서리회절파도 줄어들음을 볼 수 있다. 그림 5의 모서리회절파의 진폭패턴에서 peak를 보이는 지점들은 각각 기하광학파의 transition각에 해당됨을 알 수 있으며, 이러한 peak는 이를 transition각에서의 기하광학파의 불연속을 연속으로 교정해 주는 양

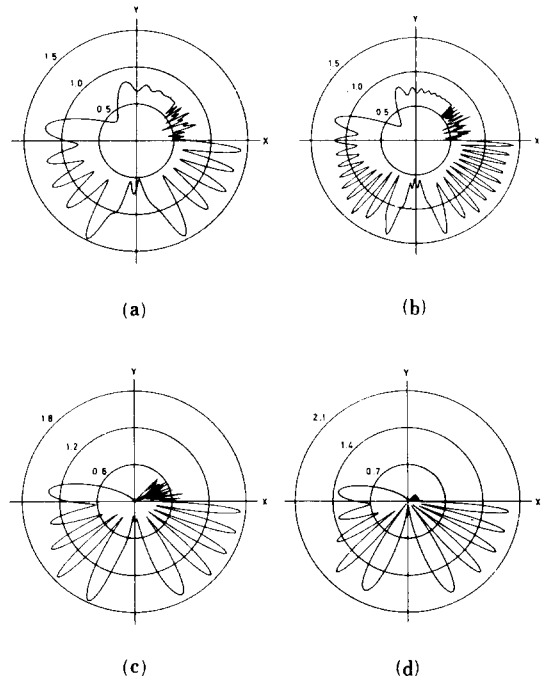


그림 6. 교정된 전체 전계의 진폭패턴
 (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$ (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$
 (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$ (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$
Fig. 6. Amplitude patterns of corrected total fields.
 (a) $\epsilon=2, \rho=5\lambda$. (b) $\epsilon=2, \rho=10\lambda$.
 (c) $\epsilon=10, \rho=5\lambda$. (d) $\epsilon=100, \rho=5\lambda$.

이다. 이는 그림 6에서 보인 수정해의 진폭패턴에서 알 수 있는데, 기하광학파에 그림 5에서 보인 모서리회절파의 합으로 구한 수정해에서는 transition각과 유전체 경계면에서도 진폭패턴이 연속임을 볼 수 있다.

V. 결 론

임의의 각을 갖는 쇄기형 유전체에 E-분극된 평면파가 입사시 산란된 전자파의 점근해를 물리광학해와 교정항의 합으로 구하였다. 본 논문의 전편 논문인 I부¹⁷⁾에서 구한 물리광학해는 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하지 않는데, 이 오차를 교정하는 수정전원이 만족해야 하는 수정쌍적분방정식을 점근적으로 살펴보면, 모서리 끝점에서부터 멀리 떨어진 곳에서는 모서리 끝점에 위치한 다극선전원으로 등가화시킬 수 있음을 보였다. 이때 다극전개된 계수들은 이중급수방정식을 수치계산으로 풀므로서

구할 수 있으며, 이 계산된 계수들로부터 수정해를 얻게된다. 이때 수정해는 기하광학해와 모서리회절과의 합으로 표시되는데, 모서리 회절과는 물리광학 근사법으로 구한 모서리 회절과와, 이를 교정하는 모서리 끝점에서있는 다극선전원으로부터 복사된 원통면파의 합으로 표시된다. 전편논문인 I부¹⁾에서 다룬 쇄기형 유전체의 구조에 대해 처음 단극(mono pole)로부터 12개로 다극전개된 계수의 값을 수치계산으로 얻었으며, 이를 이용하여 점근적으로 구한 수정해의 진폭패턴을 그림으로 나타내었다.

모서리 방향으로 분극된 평면파가 임의의 쇄기각을 갖는 쇄기형 유전체에 입사시의 전체 전계를 기하광학파로 표시하면 유전체 경계면에서 경계조건은 만족하나, 유전체 경계면에서 반사, 굴절, 투과된 ray의 진행방향인 transition 각 근방에 기하광학파의 진폭이 불연속임이 문제이다. 또 유전체 경계면의 전자파 값을 기하광학파의 값으로 근사시켜 구한 물리광학파는 transition 각 근방에서 불연속이 없이 부드럽게 연결되지만 유전체 경계면에서 내부전계와 외부전계의 크기가 다르다는 점이 문제임을 전편논문¹⁾에서 보였다. 이러한 물리광학해의 오차를 교정하기 위해 모서리 끝점에 다극선전원을 두어, 이를 수정전원으로 하여 모서리에서 멀리 떨어진 곳에서의 전체전계를 계산한 결과, transition 각과 경계면에서 전계가 불연속이 없이 부드럽게 연결됨을 보였다.

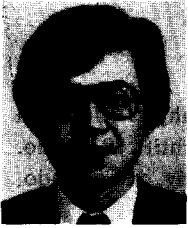
본 논문에서 구한 수정해는 임의의 쇄기각, 비유전율 및 입사각에 대해서도 같은 방법으로 구할 수 있는 장점이 있는 반면, 모서리 끝점에서부터 멀리 떨어진 영역에서만 유용하다는 단점이 있다. 이는 본 논문에서 수정전원으로 취한 다극선전원이 모서리 끝점에서 모서리 조건(edge condition)²⁾을 만족시키지 못하므로, 모서리 근방에서는 정확한 수정이 불가능하다. 따라서 모서리 근방에서도 적용 가능한

새로운 수정전원이 필요한데, 이에 대해서는 본 논문의 후속 논문에서 다루도록 하였다.

參 考 文 獻

- [1] L. Lewin and I. Sreenivasiah, "Diffraction by a dielectric wedge," *Scientific Rep.*, no. 47, Dept., of Elect. Eng., Univ. of Colorado, 1979.
- [2] S.J. Maurer and L.B. Felsen, "Ray-optical techniques for guided waves," *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 1718-1729, 1967.
- [3] L. Peter and J.H. Richmond, "Scattering from cylindrical inhomogenities in a lossy medium," *Radio Sci.*, vol. 17, pp. 973-987, 1987.
- [4] S. Berntsen, "Diffraction of an electric polarized wave by a dielectric wedge," *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 43, pp. 186-211, 1983.
- [5] C.S. Joo., J.W. Ra, and S.Y. Shin, "Scattering by right angle dielectric wedge," *IEEE Trans. AP.*, vol. 32, pp. 61-69, 1984.
- [6] S.Y. Kim, J.W. Ra and S.Y. Shin, "Edge diffraction by dielectric wedge of arbitrary angle," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 851-853, 1983.
- [7] 김세윤, 나정웅, 신상영, "쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절, I부 : 물리광학근사," 전자공학회논문지, 제25권, 제8호, pp. 26-34, 1988.
- [8] L.B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and scattering of waves*, Prentice Hall, N.Y., 1973.
- [9] J. Meixner, "The behavior of EM fields at edges," *IEEE Trans. AP.*, vol. 20, pp. 442-446, 1972.

著者紹介



金世潤(正會員)

1955年 3月 22日生. 1978年 서울대학교 전기공학과 졸업(B. S).
1980年 한국과학기술원(M. S).
1984年 한국과학기술원(Ph. D).

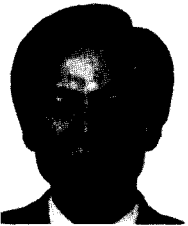
1984年 9月~1986年 8月 한국과학기술원(Postdoctor). 현재 한국과학기술원 물리전자 연구실 선임연구원. 주관심분야는 파동의 전파 및 산란, 전자파 역산란 마이크로파 Imaging 등임.



申相永(正會員)

1946年 9月 14日生. 1968年 2月 서울대학교 전기공학과 졸업. 1971年 9月~1975年 8月 Polytechnic Institute of New York 연구조교 M. S. 및 Ph. D. 1975年 8月~1978年 1月 Polytechnic Institute

of New York 연구원. 1978年 2月~현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수. 주관심분야는 파동의 전파 및 산란, 광통신, 광 정보처리 등임.



羅正雄(正會員)

1941年 7月 10日生. 1963年 서울대학교 전자공학과 졸업. 1963年~1965年 육군통신학교 Radar 교관 1965年~1971年 Polytechnic Institute of Brooklyn 연구원 전기물리분야 석사 및 박사. 1971年~현재

한국과학기술원 전기및전자공학과 교수. 1982年~1983年 미국 NBS (표준연구소) 초빙 연구원. 1983年~1985年 한국과학기술원 전자공학 부장. 주관심분야는 파동의 전파 및 산란, 안테나, 위성통신, 마이크로파 회로 등임.